

## СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Г. Ш. ПЕКАРСКИЙ

(Представлена научным семинаром научно-исследовательского института электронной интроскопии)

Большая проникающая способность быстрых нейтронов позволяет использовать их для дефектоскопии в тех случаях, когда  $\gamma$ -дефектоскопия практически невозможна (исследование больших толщин тяжелых металлов). Однако для практического внедрения нейтронной дефектоскопии в настоящее время еще нет достаточного количества экспериментальных данных по прохождению нейтронного потока через материалы, снятые в условиях барьерной геометрии. Это, в свою очередь, объясняется рядом технических трудностей, связанных с подобными измерениями: значительный  $\gamma$ -фон, как сопровождающий нейтронный источник, так и возникающий при прохождении быстрых нейтронов через вещество; низкая эффективность спектрометров к быстрым нейтронам; сложность расшифровки аппаратурных спектров и др.

Для накопления экспериментальных данных по спектральному и угловому распределению быстрых нейтронов за различными толщинами материалов в условиях барьерной геометрии нами был создан и настроен сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов, способный работать в значительных полях  $\gamma$ -излучения.

В качестве сцинтилляционного датчика используется твердый органический сцинтиллятор — стильбен, обеспечивающий, с одной стороны, достаточно высокую эффективность регистрации быстрых нейтронов и, с другой стороны, позволяющий сравнительно простую обработку аппаратурных спектров.

Выбор схемы однокристалльного спектрометра объясняется тем, что с его помощью возможно наиболее просто смоделировать процесс дефектоскопии материалов.

В основу дискриминации  $\gamma$ -излучения положен тот факт, что в некоторых органических кристаллах (в частности, в стильбене) форма импульса зависит от типа возбуждающей частицы [1]. В качестве разделительной схемы использована схема амплитудно-временной дискриминации, предложенная в работе [2]. Несмотря на некоторую сложность, эта схема обладает тем преимуществом, что осуществление двойной — амплитудной и временной — дискриминации позволяет значительно снизить эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения в сравнении со схемами, использующими лишь амплитудную дискриминацию [3, 4, 5].



Полная блок-схема спектрометра представлена на рис. 1.

Работа спектрометра происходит следующим образом.

Импульсы от нейтронов и  $\gamma$ -квантов снимаются с анода и последнего динода ФЭУ-33, работающего в режиме насыщения на последних динодах, и подаются на схему сложения  $СС_{\Sigma}$ . Параметры  $СС_{\Sigma}$  подобра-

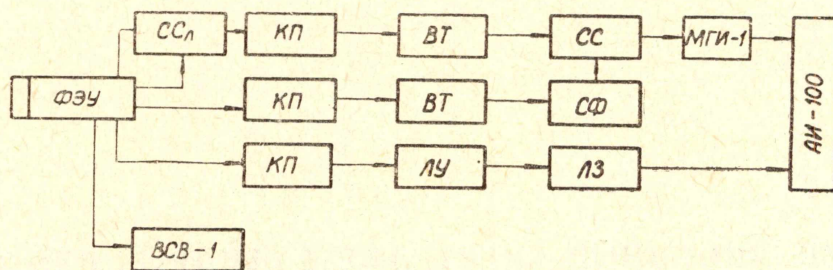


Рис. 1. Блок-схема спектрометра.

ны так, что импульсы сложения от нейтронов имеют положительную полярность, а от  $\gamma$ -квантов — отрицательную (с небольшим положительным выбросом).

Амплитудная дискриминация осуществляется с помощью высокочувствительного триггера ВТ с низким порогом. Импульс с ВТ после обострителя поступает на схему совпадений СС.

Временная дискриминация основана на том, что положительные выбросы от  $\gamma$ -квантов задержаны относительно нулевого момента времени на 12—15 мксек, а длительность импульсов от нейтронов не превышает 4 мксек. Нулевой момент времени при этом задается положительным фронтом импульсов (как от нейтронов, так и от  $\gamma$ -квантов), снимаемых с предпоследнего динода и поступающих на высокочувствительный триггер ВТ. Затем этот импульс поступает на схему формирования СФ и подается на схему совпадений с длительностью 5 мксек.

Таким образом, на СС импульсы канала амплитудной дискриминации и импульсы временной дискриминации от нейтронов перекрываются во времени, в то время как импульсы от жестких  $\gamma$ -квантов, проскочивших амплитудную дискриминацию, не перекрываются.

Чтобы при попадании еще одного  $\gamma$ -кванта за время 12—15 мксек на выходе СС не появился импульс наложения, мертвое время СФ выбрано 20 мксек.

С помощью МГИ-1 импульс совпадения формируется и подается на управляющий вход стоканального анализатора АИ-100. Для получения линейного сигнала используется 7-й динод фотоумножителя. С помощью линейного усилителя ЛУ эти импульсы усиливаются, задерживаются с помощью линии задержки ЛЗ до совпадения во времени с управляющим сигналом и подаются на линейный вход анализатора.

При настройке спектрометра на оптимальный режим исследовалось влияние на эффективность регистрации, уровень дискриминации  $\gamma$ -излучения, разрешение спектрометра таких факторов, как общее напряжение питания фотоумножителя, распределение потенциалов на динодах умножителя, параметры схемы сложения, порог дискриминации в амплитудном и временном каналах и др.

Настройка спектрометра проводилась с помощью  $\alpha$ -частиц  $Pu^{238}$  ( $E_{\alpha} = 5,3$  Мэв) и  $\gamma$ -излучения  $Co^{60}$  ( $E_{\gamma} = 1,17$  и  $1,33$  Мэв) и  $Cs^{137}$  ( $E_{\gamma} = 0,661$  Мэв). На рис. 2 представлены результаты настройки, причем кривая 1 соответствует работе без дискриминации  $\gamma$ -излучения, а кривая 2 — работе с дискриминацией (спектры нормированы ко времени набора информации).



На рис. 3 представлено определение спектрометрического порога (480 кэв) и порога дискриминации (110 кэв), причем градуировка спектрометра проводилась с помощью монохроматического  $\gamma$ -излучения  $Zn^{65}$  и  $Cs^{137}$  и известной зависимости между световыходом и энергией при возбуждении кристалла протонами и электронами [6].

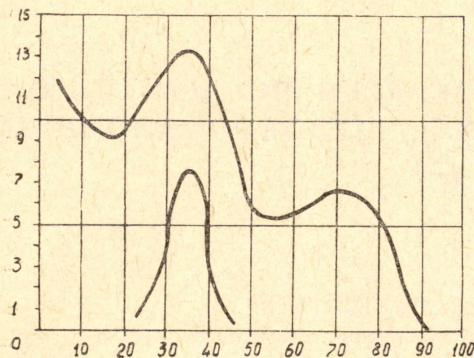


Рис. 2. Спектры  $\gamma$ -излучения  $Co^{60}$  и  $Cs^{137}$  и  $\alpha$ -частиц  $Pu^{238}$ . Пояснение в тексте.

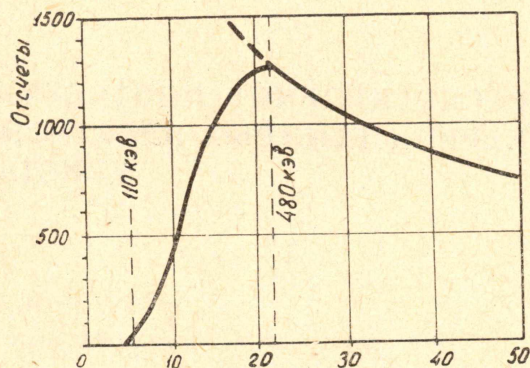


Рис. 3. Определение спектрометрического порога и порога дискриминации

Экспериментальное определение показало, что с кристаллом стильбена  $30 \times 20$  мм эффективность спектрометра к нейтронам  $Po-Be$  источника составляет 5,6%, в то время как эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения  $Co^{60}$  составляет  $6 \cdot 10^{-4}\%$ .

Максимальная нагрузка спектрометра определяется мертвым временем АИ-100 и составляет 3—5 кгц, в то время как допустимая скорость счета разделительного устройства составляет 30 кгц.

В заключение для исследования возможности применения нейтронов для определения дефектности древесины были сняты спектры нейтронов  $Po-Be$  источника за слоями древесины различной толщины.

На рис. 4 представлены приборные спектры, кривая 1—спектр нейтронов самого  $Po-Be$  источника, а кривая 2—после прохождения слоя древесины толщиной 15 см (время набора информации одинаково).

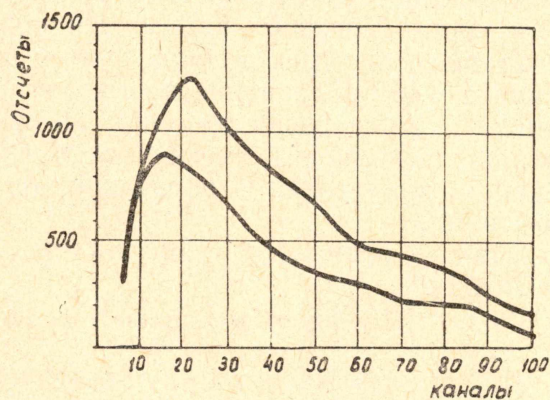


Рис. 4. Приборные спектры нейтронов  $Po-Be$  источника.

Кривая 1 — без поглотителя, кривая 2 — за слоем древесины 15 см.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. Brooks. Nucl. Instrum. 4, № 3, 151, 1959.
2. Г. Г. Дорошенко, И. В. Филюшкин, В. А. Федоров. Вопросы дозиметрии и защиты от излучений, вып. II, стр. 179, МИФИ, 1963.
3. R. Owen. Nucleonics. 17, № 9, 92, 1959.
4. В. Г. Бровченко, Г. В. Горлов. ПТЭ, № 4, 49, 1961.
5. В. И. Стрижак, Г. А. Прокопец. Известия вузов, серия физическая, № 1, 131, 1963.
6. J. B. Birks. Proc. Phys. Soc. A, 164, 10, 1951.